

05;11;12

## Геометрические эффекты в наноразмерных эпитаксиальных пленках титаната бария-стронция

© В.М. Мухортов,<sup>1</sup> В.В. Колесников,<sup>1</sup> Ю.И. Головки,<sup>1</sup> С.В. Бирюков,<sup>1</sup> А.А. Маматов,<sup>1</sup> Ю.И. Юзюк<sup>2</sup><sup>1</sup> Южный научный центр РАН,  
344006 Ростов-на-Дону, Россия<sup>2</sup> Ростовский государственный университет,  
344006 Ростов-на-Дону, Россия  
e-mail: muhortov@aaanet.ru

(Поступило в Редакцию 30 марта 2006 г. В окончательной редакции 22 февраля 2007 г.)

Исследованы наноразмерные (6–950 nm) эпитаксиальные пленки  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  на (001) MgO с целью изучения влияния толщины пленки на особенности проявления сегнетоэлектрических свойств. Данные комбинационного рассеяния света и рентгеновской дифрактометрии показывают, что при толщине пленки  $\sim 70$  nm происходит структурный фазовый переход, при котором резко изменяются параметры решетки пленки.

Спектры комбинационного рассеяния света наноразмерных пленок подтвердили наличие в них сегнетоэлектрического состояния и изменение симметрии при переходе пленок через критическую толщину, что проявилось в резком смещении пиков, соответствующих  $A_1(TO)$  и  $E(TO)$  компонентам мягкой моды. В области толщины пленок  $< 100$  nm в зависимости диэлектрической проницаемости от толщины появляются два максимума при толщине  $\sim 18$  и  $\sim 36$  nm. Диэлектрическая нелинейность в области первого максимума существенно больше, чем в области второго.

PACS: 52.80.Pi, 63.20.-e, 68.35.Rh, 77.55.+f

### Введение

Исследования гетероструктур сегнетоэлектриков на диэлектрических подложках стимулируются перспективами создания электронно-управляемых устройств сверхвысокочастотного диапазона [1,2] и оптических сверхбыстрых аналоговых модуляторов [3]. Несмотря на это применение сегнетоэлектриков в микроэлектронной технике нельзя называть масштабным. Это связано с технологическими возможностями методов осаждения тонких сегнетоэлектрических пленок. Более того, свойства пленочных сегнетоэлектриков радикально отличаются от соответствующих свойств объемных материалов [4–6] в связи с принципиально иным механизмом фазового перехода в гетероэпитаксиальных структурах. Прежде всего, это связано с сильным влиянием механических напряжений, возникающих в системе пленка–подложка. Согласно существующим теоретическим рассуждениям, качественно меняется вид фазовой диаграммы сегнетоэлектрика [5]. Имеющиеся экспериментальные исследования наноразмерных пленок немногочисленны и зачастую противоречивы [6–8], а именно в этой области следует ожидать появления новых свойств, не свойственных как объемному материалу, так и толстым пленкам.

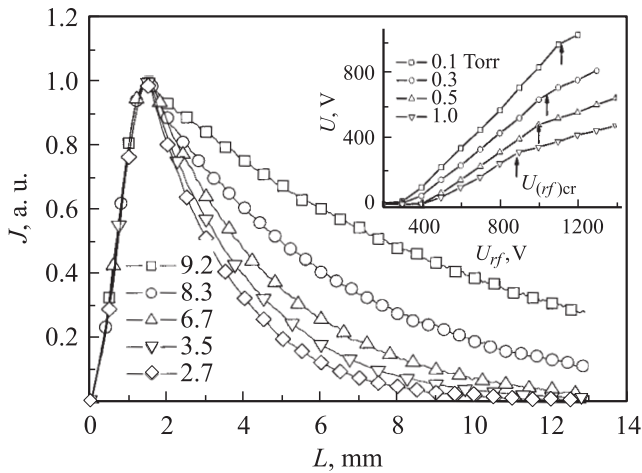
В настоящей работе приводятся результаты исследований по выявлению особенностей проявления сегнетоэлектрического состояния в пленках толщиной от 6 до 950 nm. Ранее мы показывали [9], что при высокочастотном распылении можно достичь высокого структурного совершенства пленок с низкой плотностью дислокаций и обеспечить слоевой механизм роста пленок с атомарно гладкой поверхностью. Это позволило получить и исследовать

плоские пленки толщиной в несколько нанометров на монокристаллических подложках (100) MgO размером  $2 \times 2$  см.

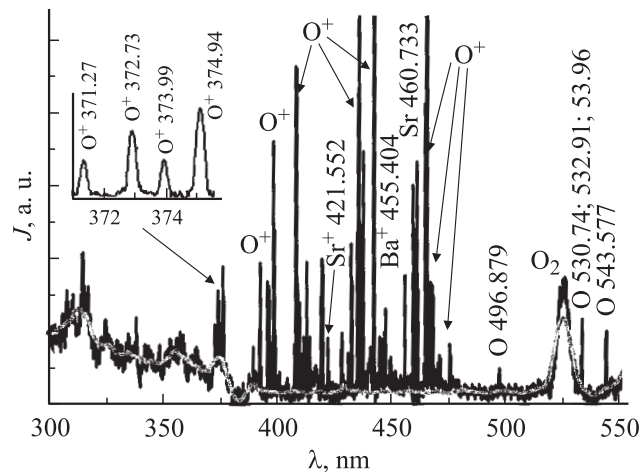
### Условия осаждения пленок и характеристика объекта исследования

Прежде чем перейти к обсуждению особенностей проявления сегнетоэлектрического состояния в тонких пленках  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  (BST), приведем условия осаждения пленок, чтобы охарактеризовать сам объект исследования. Схема распылительной установки, методики измерения внешних параметров распыления, методики исследования оптических эмиссионных спектров и их пространственного изменения описаны нами ранее [10,11]. Для измерения стационарного потенциала плазмы ( $U_0$ ) в зоне разряда у поверхности мишени использовался зондовый метод.

На рис. 1 (вставка) приведены зависимости потенциала измерительного зонда относительно поверхности мишени от величины подводимого высокочастотного напряжения  $U_{rf}$  для различных давлений кислорода. Из графиков видно, что независимо от величины используемого давления имеется область значений высокочастотного напряжения, при которых постоянный потенциал плазмы достаточно низок и не превышает плавающего потенциала, обусловленного электронной температурой разряда. Этот факт не является неожиданным, поскольку известно [12], что высокочастотный разряд существует в одной из двух сильно различающихся форм ( $\alpha$ - и  $\gamma$ -разряд). Наличие перехода из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -разряд проявляется (рис. 1, вставка) в достаточно резком перегибе



**Рис. 1.** Пространственное распределение излучения ионов кислорода при различной подводимой мощности (цифры у кривых — значения  $b$ ). На вставке — результаты зондовых измерений изменения величины постоянного потенциала в приэлектродной области в зависимости от амплитуды ВЧ напряжения на мишени.



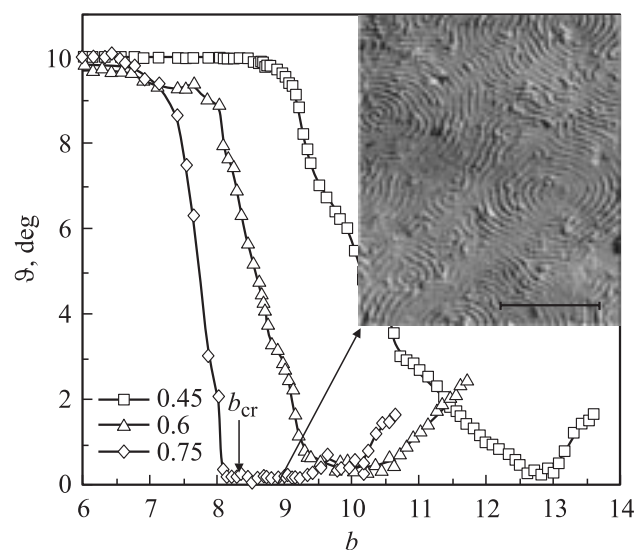
**Рис. 2.** Общий вид эмиссионного спектра излучения при распылении стехиометрической мишени  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ .

на зависимости  $U_0 = f(U_{rf})$ . Видно, что постоянный потенциал плазмы после перехода в  $\gamma$ -разряд изменяется линейно от внешнего напряжения до некоторого критического значения  $U_{(rf)cr}$ , величина которого зависит от давления кислорода. При напряжениях, больших  $U_{(rf)cr}$ ,  $\gamma$ -разряд переходит в новую форму, которую в дальнейшем будем называть сильноточным  $\gamma$ -разрядом.

Вид спектра излучения при распылении в сильноточном  $\gamma$ -разряде  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ , полученного на расстоянии 6 мм от поверхности мишени из узкой (0.01 мм) зоны разряда, параллельной поверхности мишени, показан на рис. 2. В спектре излучения преобладают эмиссионные линии иона кислорода. На рис. 1 приведено пространственное распределение нормированной интенсивности ( $J$ ) эмиссионных линий ионов кисло-

рода ( $\lambda = 459.09$  nm, потенциал возбуждения 41.97 eV) при различных значениях  $U_{rf}$ . Максимум интенсивности излучения возрастает пропорционально приложенному напряжению, а спад интенсивности в области отрицательного свечения хорошо аппроксимировался экспоненциальной зависимостью ( $J = A \exp(-L/b)$ ) во всем диапазоне подводимой к мишени высокочастотной мощности ( $L$  — расстояние до поверхности мишени). Коэффициент  $b$  изменялся пропорционально  $U_{rf}$  от 2.1 при  $U_{rf} = 430$  V до 17.3 при  $U_{rf} = 1080$  V. Пространственно максимум излучения совпадает с координатой, где потенциал плазмы перестает зависеть от расстояния до поверхности мишени. Учитывая, что в  $\gamma$ -разряде стационарное поле в приэлектродной области  $U_0 \sim U_{rf}$  (рис. 1), а  $b \sim U_{rf}$ , то  $eU_0 \sim kb$ , где  $k$  — постоянный коэффициент. Таким образом, значение  $b$  является внутренним энергетическим параметром, отображающим энергию электронов, ускоренных в зоне стационарного электрического поля. Диссипация таких пучковых электронов за пределами темного катодного пространства определяет энергетический спектр возбуждения атомов и ионов рабочего газа и распыленных компонент оксида.

Энергетический параметр  $b$ , определяемый из оптических характеристик разряда, позволяет контролировать процесс осаждения, не внося возмущений в ионно-плазменные процессы, сопутствующие росту пленок. На рис. 3 показана связь между параметрами осаждения (давлением кислорода, энергетическим параметром  $b$ ) и разориентировкой пленок BST относительно нормали к подложке. Видно, что гетероэпитаксиальный рост пленок (нормальная разориентировка пленок  $< 2^\circ$ ) начинается при превышении параметром  $b$  некоторого порогового значения  $b_{cr}$ . Исследования морфологии поверхности пленок (электронная микроскопия и AFM) показали, что при  $b > b_{cr}$  рост пленок происходит по слоевому механизму с атомарно гладкой поверхностью, т.е. без



**Рис. 3.** Влияние давления кислорода и энергетического параметра  $b$  на нормальную разориентировку пленок BST относительно подложки. Цифры у кривых — давление кислорода.

образования трехмерных зародышей, при плотности винтовых дислокаций  $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2}$  (вставка на рис. 3). Для выявления дислокационных спиралей роста поверхность пленки протравливалась в слабом кислотном растворе. Увеличение давления кислорода приводит к расширению интервала значений  $b$ , соответствующих росту пленок по слоевому механизму.

В спектрах излучения в сильноточном  $\gamma$ -разряде наряду с атомарными и ионными линиями присутствовали также широкие молекулярные полосы  $\text{O}_3$  и  $\text{OH}$ , а также сплошной спектр, который приведен на рис. 2 (светлая линия). Интенсивность непрерывного оптического спектра возрастала при переходе разряда от обычного  $\gamma$ -режима к сильноточному. Распределение интенсивности непрерывного спектра по длинам волн существенно изменялось в зависимости от состава оксидов и расстояния до поверхности распыляемой мишени. В распределении интенсивности излучения непрерывного спектра по энергии излучения для BST можно выделить явно выраженный порок возбуждения, который по величине 3.2 eV совпадает с краем поглощения для объемного материала и определяет ширину запрещенной зоны. При изменении давления кислорода в распылительной камере происходит трансформация оптического непрерывного спектра, который исчезает при понижении давления до значения меньше критического. Критическое значение давления кислорода для BST — 0.3 Torr. Можно предположить, что источником излучения непрерывного спектра от 400 до 250 nm являются распыленные кластеры в возбужденном состоянии, концентрация которых возрастает с повышением давления кислорода в распылительной камере. Межзонные переходы электронов в кластерах, находящихся в возбужденном состоянии, приводят к испусканию излучения со спектром, близким к непрерывному. В связи с тем что давление кислорода в системе высокое, около 90% распыленных компонент в атомном состоянии не покидают область темного катодного пространства. Повышенная концентрация атомной компоненты в этой зоне приводит к быстрому росту размера кластера за счет конденсации на его поверхности распыленных компонент, вероятно, вплоть до образования микрочастиц. Бомбардировка их поверхности электронами пучка приводит к тому, что они заряжаются отрицательно и под действием катодного падения потенциала выгалькиваются из катодной зоны разряда в область отрицательного свечения.

Особенностью сложных оксидов является наличие в них легколетучих компонент. Поэтому стационарный размер микрочастиц определяется динамикой двух процессов: энергетикой рекомбинационных процессов при конденсации на их поверхности атомных и ионных компонент оксида (температура микрочастицы повышается), а также испарением с поверхности легколетучих компонент (понижение температуры). Испаренные компоненты отражаются от атомов основного газа и образуют вокруг микрочастицы зону повышенной концентрации („облако“ из легколетучих компонент оксида). Рост пленки происходит как бы из однородной паровой

среды, состоящей из микрочастиц, каждая из которых окружена „облаком“ из легколетучих компонент оксида. Легколетучая компонента оксида, находясь в облаке, возбуждается пучковыми электронами, а при ее конденсации на поверхности происходит дополнительный разогрев микрочастицы. Таким образом, сильноточный режим распыления приводит к образованию плазмы с дисперсной фазой, степень возбуждения которой определяется энергетикой пучковых электронов.

Для исследования влияния толщины пленки на диэлектрические характеристики изготавливалась серия пленок различной толщины при следующих параметрах осаждения: давление кислорода — 0.5 Torr, расстояние мишень—подложка — 10 mm, температура подложки — 680°C, значение энергетического параметра  $b = 10.3$ . Толщина пленок при толщине  $h > 100 \text{ nm}$  определялась на микроинтерферометре МИИ-4, а при  $h < 60 \text{ nm}$  — по времени напыления, при скорости напыления более толстых пленок 6.5 nm/min.

Структурное совершенство пленок, параметры элементарной ячейки и эпитаксиальные соотношения между пленкой и подложкой устанавливались рентгенографированием на дифрактометре ДРОН-4-07 (метод  $\theta-2\theta$ , съемка асимметричных отражений). Установлено, что интенсивность рентгеновских дифракционных максимумов в пленках, толщина которых превышает 5 nm, достаточна для проведения полного рентгеноструктурного анализа. Для всех исследованных пленок наблюдалось параллельное расположение осей пленки и подложки в плоскости срастания. Типичная полуширина кривых качания отражений (002) для пленок толщиной меньше 20 nm составляла менее 20 угловых минут. Полуширина асимметричных отражений от пленки типа (113), записанных при неподвижных счетчике и образце при вращении структуры вокруг нормали к плоскости роста ( $\phi$ -метод), показывает, что азимутальная разориентировка пленок  $< 0.5^\circ$ .

На рис. 4 показано изменение параметра решетки  $c$  в перпендикулярном к плоскости подложки направлении

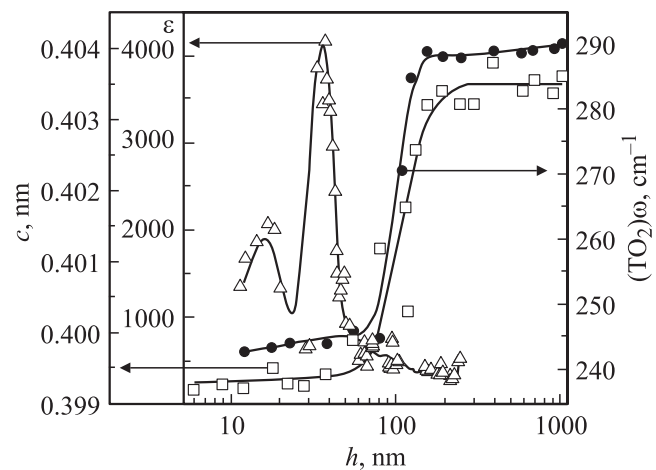


Рис. 4. Влияние толщины пленки ( $h$ ) на параметр решетки  $c$ , частоту  $A_1(\text{TO}_2)$  мягкой моды и диэлектрическую проницаемость ( $\epsilon$ ).

при изменении толщины пленок. Установлена критическая толщина ( $\sim 70$  nm) монокристаллических пленок BST, выше которой происходит резкое увеличение параметра решетки пленки в перпендикулярном к плоскости подложки направлении. Причем как в области толщин пленки ниже критической, так и выше параметры решетки пленок остаются неизменными, но существенно больше, чем в объемном материале.

## Спектры комбинационного рассеяния света

Спектры комбинационного рассеяния света возбуждались поляризованным излучением лазера Ar<sup>+</sup> Spectra Physics ( $\lambda = 514.5$  nm) с использованием микроскопа, позволяющего сфокусировать свет на образце в пятно диаметром около  $1 \mu\text{m}$ , и анализировались с помощью спектрометра Jobin Yvon T64000, оснащенного детектором CCD. Поляризованные спектры были получены на образцах, точно ориентированных в соответствии с кристаллографическими осями пленки:  $X \parallel [100]$ ,  $Y \parallel [010]$  и  $Z \parallel [001]$ . Все спектры были получены в геометрии „обратного рассеяния от торца“, когда волновой вектор падающего луча параллелен подложке, а поляризация падающего и рассеянного света — параллельна или перпендикулярна оси  $c$  пленки. Эта методика подробно описана в [13], она позволяет получать поляризованные спектры вплоть до толщины в несколько нанометров. Кроме того, как следует из правил отбора для комбинационного рассеяния света, в  $c$ -доменной пленке разделить моды  $A_1$  и  $E$  симметрии можно только в геометрии „рассеяния от торца“.

В сегнетоэлектрической тетрагональной фазе перовскитов со структурой типа  $\text{ABO}_3$  (точечная группа  $4mm$ ) факторный групповой анализ предсказывает наличие  $3A_1(xx, yy, zz) + B_1(xx, yy, zz) + 4E(xz, yz)$  фононов. Дальнейшие электростатические силы расщепляют все моды  $A_1$  и  $E$  на поперечные (TO) и продольные (LO) компоненты. Детальное отнесение всех продольных и поперечных фононов  $A_1$  и  $E$  в тетрагональных монокристаллах титаната бария хорошо известно [14]. Поляризованные спектры эпитаксиальных пленок BST различной толщины приведены на рис. 5. В пленке толщиной 240 nm  $A_1$  (TO) моды в (ZZ) и (XX) спектрах имеют частоты 170, 290 и  $525 \text{ cm}^{-1}$ , а  $E$  (TO) моды в (XZ) спектре наблюдаются с частотами 80, 177, 305 и  $490 \text{ cm}^{-1}$ . Важной особенностью спектров  $c$ -доменных эпитаксиальных пленок BST по сравнению с объемными керамиками и кристаллами является существенный высокочастотный сдвиг и недемпфированный характер  $E$  (TO) компоненты мягкой моды, что ранее наблюдалось в пленках BST толщиной 500–800 nm [15]. Поскольку  $E$  (TO) мягкая мода в BST соответствует смещению ионов Ti по отношению к кислородному октаэдру в плоскости параллельной подложке, то повышение частоты этой моды может быть обусловлено двумерным сжатием.

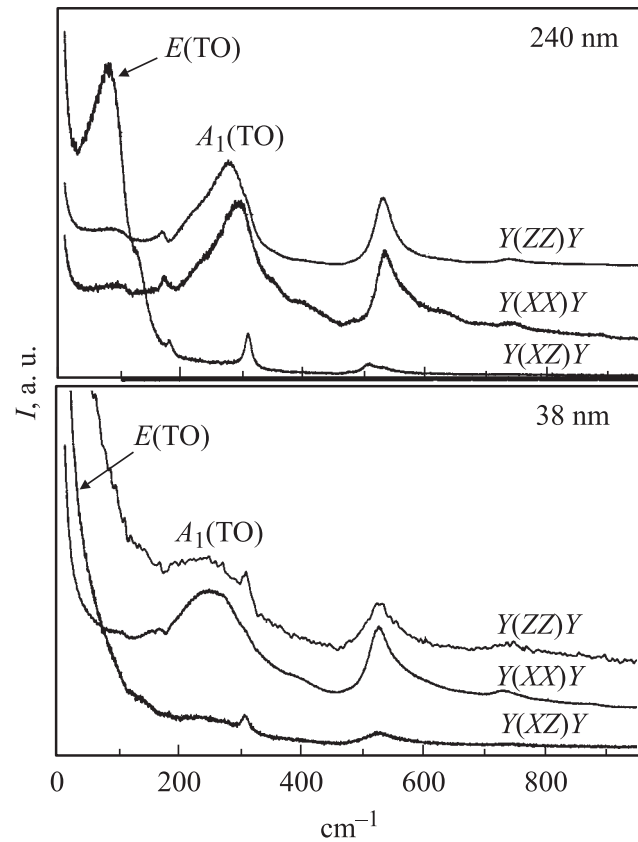


Рис. 5. Поляризованные спектры комбинационного рассеяния света эпитаксиальных пленок BST толщиной 240 и 38 nm.

При уменьшении толщины пленки от  $1 \mu\text{m}$  до 100 nm все линии спектров несколько уширяются, а их частотное положение изменяется незначительно. В пленках толщиной менее 100 nm частоты жестких мод не изменяются, а частоты мягких мод значительно понижаются. Вблизи толщины 100 nm  $A_1$  (TO) компонента мягкой моды сдвигается от 290 до  $245 \text{ cm}^{-1}$  (рис. 4). Компонента  $E$  (TO) обнаруживает весьма значительный сдвиг в сторону низких частот и становится передемпфированной. В пленках толщиной менее 100 nm частота  $E$  (TO) мягкой моды уменьшается примерно вдвое и близка по величине к частоте этой моды в объемной керамике. Такая перестройка колебательного спектра и резкое понижение частоты  $E$  (TO) мягкой моды свидетельствует о структурных изменениях в пленках, толщина которых меньше 100 nm. Наблюдаемое резкое понижение частоты  $E$  (TO) мягкой моды свидетельствует о резком уменьшении двумерных напряжений в пленках. Низкая частота и передемпфированный характер  $E$  (TO) мягкой моды свидетельствует о резком уменьшении степени тетрагональности пленок. Кроме того, поскольку низкочастотная диэлектрическая проницаемость непосредственно связана с поведением мягкой моды, то в пленках толщиной меньше критической следует ожидать рост диэлектрической проницаемости.

## Диэлектрические характеристики

Для исследования диэлектрических характеристик пленок на их поверхность наносились планарные электроды методами контактной фотолитографии и ионно-лучевого распыления алюминия с подслоем ванадия. Планарные электроды представляли собой встречно-штыревую структуру с алюминиевыми электродами толщиной  $\sim 0.3 \mu\text{m}$ . Встречноштыревой планарный конденсатор состоял из 440 штырей с диэлектрическим зазором между штырями  $0.8 \mu\text{m}$  при длине штыря  $130 \mu\text{m}$ . Реальные геометрические размеры планарного конденсатора для вычисления диэлектрической проницаемости после литографического процесса определялись на микроскопе „Leitz Latimet“. Емкость, проводимость и токи утечки планарных конденсаторов определялись на измерителе параметров полупроводниковых приборов Keihtley 4200SCS на частоте 1 MHz при помощи зондовой станции PM-5 MicroTec. Величина диэлектрической проницаемости вычислялась по формулам, приведенным в работе [16].

Зависимость диэлектрической проницаемости от толщины пленки приведена на рис. 4. Точки на графике соответствуют исследуемым образцам, в которых были проведены рентгеноструктурные исследования. Из рис. 4 видно, что аномальное поведение диэлектрической проницаемости начинается при толщине пленки меньше 60 nm. Более того, зависимость  $\varepsilon(h)$  в этой области толщин имеет тонкую структуру. В данной работе зафиксирован только общий характер влияния толщины пленки на диэлектрическую проницаемость, чтобы обратить внимание на наличие перехода в наноразмерной области толщин пленок.

К одной из многих проблем создания твердотельных элементов функциональной электроники относится разработка диэлектрических емкостных управляемых элементов. По физическому принципу действия следует различать два типа таких материалов. Первый — рабочая область температур находится ниже точки сегнетоэлектрического фазового перехода, второй — выше точки фазового перехода. Считается, что первый тип материалов не является перспективным для управляемых элементов сверхвысокочастотного диапазона в силу больших диэлектрических потерь при повышенных амплитудах переменного поля, и этот недостаток принципиально устраним. Второй тип материалов свободен от указанного недостатка.

Однако в области наноразмерных пленок это не совсем так. Действительно, тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta$ , измеренный на частоте 1 MHz, для пленок  $> 150 \text{ nm}$  был равен 0.01, а при  $h = 12\text{--}60 \text{ nm}$  при нулевом поле смещения —  $\text{tg } \delta = 0.003$  и уменьшается до 0.001 с ростом смещающего напряжения. Такие низкие значения диэлектрических потерь открывают путь к использованию наноразмерных пленок в управляемых устройствах в сегнетоэлектрической фазе. Важной характеристикой с точки зрения применения является коэффициент управляемости  $K = \varepsilon(E_{\text{bias}} = 0) / \varepsilon(E_{\text{bias}} \neq 0)$

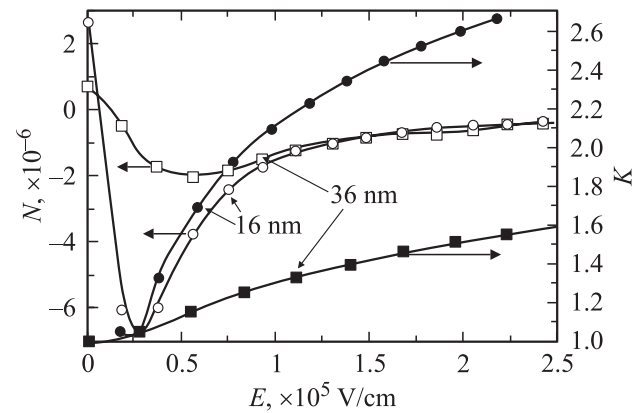


Рис. 6. Коэффициенты управляемости  $K$  и нелинейности  $N$  первого и второго максимумов на зависимости  $\varepsilon(h)$ .

и дифференциальный фактор изотермической нелинейности  $N = (1/\varepsilon) \partial \varepsilon / \partial E_{\text{bias}}$ , где  $E_{\text{bias}}$  — управляющее электрическое поле. Оба коэффициента  $K$  и  $N$  являются функцией толщины пленки и достигают максимального значения при толщинах, соответствующих максимумам в зависимости  $\varepsilon = \varepsilon(h)$ .

На рис. 6 показано изменение  $\varepsilon(E)$  и  $N(E)$  для первого и второго максимума на  $\varepsilon = \varepsilon(h)$ . Видно, что нелинейность в области первого максимума значительно выше, чем в области второго.

## Заключение

Приведенные в данной работе экспериментальные результаты показывают, что внутренние напряжения сильно влияют не только на структурные характеристики, но и на электрические и упругие свойства пленок. Однако следует признать, что к настоящему времени отсутствует единый подход, который описал бы количественно природу фазовых переходов в тонких наноразмерных пленках. В качественном физическом плане полученные нами результаты согласуются с имеющимися представлениями о возможности появления в толщинных зависимостях сегнетоэлектрических пленок резких изменений постоянной решетки, обусловленных развитием сегнетоупругой неустойчивости и рождением дислокаций несоответствия, приводящих к частичной механической разгрузке пленки [17,18]. Согласно [18], рождение дислокаций несоответствия происходит в процессе осаждения пленки при высоких температурах  $\sim 800^\circ\text{C}$  и их концентрация остается неизменной при охлаждении до комнатных температур. В работе [19] приведено расчетное значение критической толщины для генерации дислокаций несоответствия, которая составила  $\sim 5 \text{ nm}$ . На наш взгляд, реальная критическая толщина для формирования дислокаций и равновесная линейная плотность дислокаций могут отличаться от расчетных величин из-за кинетических факторов, которые в значительной степени определяются качеством гетероэпитаксиальных структур и механизмами их роста.

Наблюдаемое в спектрах комбинационного рассеяния света резкое понижение частоты и передемпфированный характер  $E$  (ТО) мягкой моды свидетельствует о резком уменьшении двумерных напряжений в пленках при  $h < h_{cr}$ . В данной работе реализован способ осаждения пленок, рост которых происходит за счет винтовых дислокаций с малой плотностью, что приводит к уменьшению образования краевых дислокаций (малоугловых границ зерен) и, как следствие, к увеличению критической толщины и появлению новых эффектов, весьма важных с точки зрения практического применения тонких пленок.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 05-02-17191, 05-07-08001 и 06-02-16271.

## Список литературы

- [1] *Acikel B., Taylor T.R., Hansen P.J.* et al. // IEEE Microwave and Wireless components Letters. 2002. Vol. 12. P. 237–239.
- [2] *Petrov P.K., Alford N., Govorgian S.* // Meas. Sci. Technol. 2004. Vol. 15. P. 1–7.
- [3] *Hoerman H., Nichols B.M., and Wessels B.W.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 224 110-1–224 110-5.
- [4] *Nagarajan V., Jia C.L., Kohlstedt H.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 192 910-1–192 910-3.
- [5] *Перцев Н.А., Емельянов А.Ю.* // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 1. С. 127–134.
- [6] *Roytburd A.L., Zhong S., and Alpay S.P.* // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. P. 092 902-1–092 902-3.
- [7] *Li H.-C., Si W., West A.D.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 73. N 4. P. 464–466.
- [8] *Li H.-C., Roytburd A.L., Alpay S.P.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. N 16. P. 2354–2356.
- [9] *Мухортов В.М., Головки Ю.И., Колесников В.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 23. С. 75–80.
- [10] *Mukhortov V.M., Golovko Y.I., Tolmachev G.N.* et al. // Ferroelectrics. 2000. Vol. 247. N 1–3. P. 75–83.
- [11] *Мухортов В.М., Головки Ю.И., Толмачев Г.Н.* и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 87–91.
- [12] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.* Высокочастотный емкостной разряд. М.: Наука, 1995. С. 340.
- [13] *Yuzyuk Yu.I., Almeida A., Chaves M.R.* et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 2000. Vol. 222. P. 535–540.
- [14] *Scalabrin A., Chaves A.S., Shim D.S.* et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 1977. Vol. 79. P. 731–742.
- [15] *Yuzyuk Yu.I., Simon P., Alyoshin V.A.* et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 052 103-1–052 103-4.
- [16] *Вендик О.Г., Зубко С.П., Николький М.А.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 1–7.
- [17] *He F., Wells B.O., Ban Z.-G.* // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 235 405-1–235 405-10.
- [18] *Alpay S.P., Misirlioglu I.B., Sharma A.* et al. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. N 12. P. 8118–8123.
- [19] *Li C., Chen Z., Cui D.* et al. // Appl. Phys. 1999. Vol. 86. P. 4555–4561.